

Ueber den Starkeffekt an der Quecksilberresonnanzlinie und sein Verhalten in magnetischen Feldern.



INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der philosophischen Doktorwürde

vorgelegt der

Philosophischen Fakultät II

der

Universität Zürich

von

Paul Brazdziunas

aus Zizmariskiai (Litauen)

Begutachtet von

Prof. Dr. Edgar Meyer



Sonderdruck
aus „Annalen der Physik“
V. Folge. Bd. 6. S. 739. 1930
Verlag von Joh. Ambr. Barth
in Leipzig.

Ueber den Starkeffekt an der Quecksilberresonnanzlinie und sein Verhalten in magnetischen Feldern.



INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der philosophischen Doktorwürde

vorgelegt der

Philosophischen Fakultät II

der

Universität Zürich

von

Paul Brazdziunas

aus Zizmariskiai (Litauen)

Begutachtet von

Prof. Dr. Edgar Meyer



Sonderdruck aus
Annalen der Physik. 5. Folge.
 Bds 6, 1930. Nr. 6.
 Verlag von Johann Ambrosius Barth
 in Leipzig.



Über den Starkeffekt an der Quecksilberresonanzlinie und sein Verhalten in magnetischen Feldern

Von Paul Brazdziunas

(Mit 13 Figuren)

Einleitung

Über die Emission und Absorption des Atoms in kombinierten magnetischen und elektrischen Feldern ist zur Zeit noch außerordentlich wenig bekannt. Die experimentelle Untersuchung des Problems bietet mannigfache Schwierigkeiten, und es sind daher außer im Falle des Wasserstoffs¹⁾ und Heliums²⁾ noch keine direkten spektroskopischen Versuche unternommen worden.

Einigermaßen übersichtliche Verhältnisse sind wohl bei den Resonanzlinien höherer Atome zu erwarten, da ihr Stark-effekt gewöhnlich von einfachem Typus ist und nur wenige Komponenten enthält. Demgegenüber besteht aber die Schwierigkeit, daß die absolute Größe der Aufspaltung außerordentlich gering ist (quadratischer Starkeffekt), so daß diese bis zur Zeit nur im Falle des Natriums direkt gemessen werden konnte.³⁾

Für die Linie 2536,7 ÅE. des Quecksilbers, die den Gegenstand der folgenden Untersuchungen bildet, ist eine direkte Beobachtung nicht möglich, da die Wellenlängenänderung im elektrischen Feld weit unterhalb spektroskopischer Auflösung liegt. Hingegen bietet sich hier die Möglichkeit, aus Resonanz- bzw. Absorptionsversuchen über das Verhalten der Linie im elektrischen Feld und ebenso in kombinierten Feldern näheres zu

1) A. Garbasso, *Phys. Ztschr.* 15. S. 729. 1914.

2) J. S. Forster, *Nature* 123. S. 414. 1929; 123. S. 150. 1929.

3) R. Ladenburg, *Phys. Ztschr.* 22. S. 549. 1921; *Ztschr. f. Phys.* 28. S. 51. 1924.

erfahren. Man kann dabei alle Versuche in optischer Anregung durchführen und ist nicht gezwungen, die Kanalstrahlmethode anzuwenden, die im Falle kombinierter Felder zu erheblichen experimentellen Komplikationen führen würde.

Zur Durchführung derartiger Untersuchungen eignet sich wohl am besten die Methode der gegenseitigen Verstimmung von Emissions- und Absorptionslinie in der Resonanzstrahlung, wobei die Änderung der Intensität bei diesem Prozeß als Funktion der Verstimmung verfolgt wird. Diese Methode versprach uns weitgehendere Einblicke in die Erscheinungen in kombinierten Feldern zu gewähren als die von Hanle¹⁾ verwendete Polarisationsmethode; insbesondere war dies im Falle paralleler Felder zu erhoffen, wo man aus dem Verhalten der Polarisation keine direkten Schlüsse auf die Aufspaltung selbst erhält.

Den Versuchen in kombinierten Feldern mußten natürlich solche im elektrischen Feld allein vorausgehen. Diese wurden in einer gemeinsamen Untersuchung des Verf. mit M. Schein durchgeführt und finden sich in den *Helvetica Physica Acta*, Vol. II, Supplementum I, 1929 veröffentlicht. Allerdings sind dort nur Versuche über die Aufspaltung der σ -Komponenten im elektrischen Feld mitgeteilt. Als Ergänzung hierzu soll daher in erster Linie über neue Untersuchungen an der π -Komponente berichtet werden. Erst die Kenntnis des Verhaltens der σ - und π -Komponenten einzeln befähigt uns, einigermaßen sichere Aufschlüsse über den Fall der kombinierten Felder zu erhalten.

Auf die Messungen in parallelen magnetischen und elektrischen Feldern wurde besondere Mühe verwendet, da unsere Methode in diesem Falle zu sehr einfachen Schlußfolgerungen führt, die sich mit der Theorie direkt vergleichen lassen. Für den Fall der gekreuzten Felder sind die Untersuchungen weit unvollständiger geblieben, da die Experimente aus äußeren Gründen abgebrochen werden mußten.

1. Über den Starkeffekt der Hg-Linie 2536,7 Å

Bekanntlich erfahren die stark wasserstoffunähnlichen Terme der höheren Atome im homogenen elektrischen Feld

1) W. Hanle, *Ztschr. f. Phys.* **35**. S. 346. 1926.

erst in zweiter Ordnung eine Beeinflussung. Die Folge hiervon ist eine sehr geringe elektrische Aufspaltung bei den ersten Gliedern der Hauptserie und II. Nebenserie, und zwar je größer der Termdefekt, um so geringer die elektrische Verschiebung. Die Größe der Aufspaltung wurde in allen Fällen mit dem Quadrate der elektrischen Feldstärke proportional gefunden. Von großer Wichtigkeit ist, daß sich das Zerlegungsbild genau angeben läßt, falls das Zeemanschema der betreffenden Terme bekannt ist. Dies folgt allein daraus, daß eine adiabatische Überführung der beiden Aufspaltungsbilder ineinander möglich ist.¹⁾

Für die Hg-Linie 2536,7 ÅE ist die Wellenlängenänderung im elektrischen Feld außerordentlich gering und konnte längere Zeit trotz Anwendung sehr empfindlicher Methoden nicht nachgewiesen werden. Erst W. Hanle²⁾ ist es gelungen, aus indirekten Versuchen, nämlich aus der elektrischen Beeinflussung der Polarisation der Resonanzstrahlung, auf die Existenz eines sehr geringen Starkeffekts der Linie zu schließen und die Größenordnung desselben abzuschätzen. Ein ganz direkter Nachweis der Wellenlängenänderung ist in der schon eingangs erwähnten Untersuchung des Verf. mit Schein erbracht worden.

Wie aus früheren Versuchen von Malinowski³⁾ und Schein⁴⁾ hervorgeht, läßt sich nämlich zum Nachweis kleiner Wellenlängenänderungen im Falle der Resonanzstrahlung eine Methode anwenden, die in Analogie zur elektrischen Resonanzmethode von Bjerknes⁵⁾ in der Aufnahme einer Resonanzkurve besteht, die sich unter gewissen Bedingungen noch für sehr kleine Verstimmungen verfolgen läßt. Auf diesem Wege konnten Zeemaneffekte bis zu etwa 50 Gauss herunter gut beobachtet werden. Nach den Angaben von Hanle über den Starkeffekt der Linie 2536,7 ÅE reicht die Empfindlichkeit jedoch bei weitem nicht aus, um die elektrische Aufspaltung

1) Vgl. den Bericht von R. Ladenburg, Über die Starkeffekte höherer Atome. Phys. Ztschr. 30. S. 369. 1929.

2) W. Hanle, a. a. O.

3) A. v. Malinowski, Ann. d. Phys. 44. S. 935. 1914.

4) M. Schein, Ann. d. Phys. 85. S. 257. 1928.

5) V. Bjerknes, Wied. Ann. 55. S. 121. 1895.

nachweisen zu können. Es mußten daher als erstes die günstigsten Bedingungen aufgesucht werden, unter denen noch sehr viel kleinere Wellenlängenänderungen auffindbar sind.

Wir wollen die wesentlichsten Züge dieser Versuche hier nochmals wiedergeben, da die experimentelle Methodik, die dabei zur Anwendung gelangte, für die im folgenden beschriebenen Untersuchungen von Wichtigkeit ist.

I. Nachweis sehr geringer Zeemaneffekte

Soll mit Hilfe der vorhin erwähnten Methode eine höchst empfindliche Anordnung zum Nachweis kleinster Aufspaltungen geschaffen werden, so muß man erstens möglichst scharfe

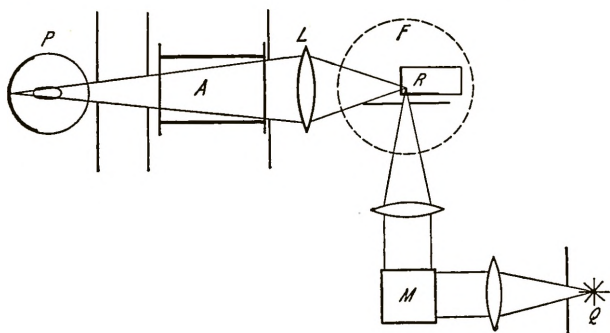


Fig. 1

Emissions- und Absorptionslinien hierzu verwenden und zweitens in einem möglichst empfindlichen (steilen) Gebiet der Resonanzkurve arbeiten.

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt.

Q ist die erregende Quecksilberbogenlampe, die zur Vermeidung der Selbstumkehr mit Wasserkühlung und Magnetfeld in der üblichen Weise versehen war. Das unzerlegte Licht des Bogens fällt auf den Spalt eines Leisschen Quarzmonochromators M , der die Linie $2536,7 \text{ \AA}$ auf eine Woodsche Resonanzlampe R konzentriert. A ist ein Absorptionsrohr von 12 cm Länge, in dessen Innern sich gesättigter Hg-Dampf von Zimmertemperatur befindet. Die Resonanzstrahlung von R wird mittelst der Quarzlinse L durch A hindurchgesandt

und fällt auf die photoelektrische Zelle *P*. Letztere steht mit einer Elektronenröhren-Verstärkeranordnung in Verbindung, die es gestattet, noch außerordentlich kleine Lichtintensitäten quantitativ zu messen. *R* befand sich im Innern des zur Einstrahl- und Beobachtungsrichtung transversalen Magnetfeldes *F*.

Bei Durchführung der Experimente wurde zur Erzielung hoher Empfindlichkeit besonders auf folgende Punkte geachtet: 1. Vergrößerung der Intensität der primären Resonanzstrahlung von „*R*“, 2. tunlichste Vermeidung der Intensitätsschwankungen des Hg-Bogens, 3. möglichstes Fernhalten der Hg-Streustrahlung von *P*.

Die Messung ging in der Weise vor sich, daß als erstes der Hg-Dampf in *R* einem Magnetfeld von 200 Gauss ausgesetzt wurde, was eine Verstimmung der Emissionslinie in *R* gegenüber der Absorptionslinie in *A* von $9 \cdot 10^{-4}$ ÅE bewirkte. Von diesem Zustand ausgehend wurde nun die Änderung des Galvanometerausschlages gemessen, die beim Anlegen eines Zusatzfeldes an *R* eintrat. Und zwar konnte bei einer zusätzlichen magnetischen Feldstärke von nur 1,7 Gauss noch ein Ausschlag des Galvanometers von etwa 3 mm beobachtet werden. Die Empfindlichkeit betrug hierbei $4 \cdot 10^{-9}$ Amp./mm in 1 m Skalenabstand. Es gelingt also, auf diese Weise noch einen Zeemaneffekt von 1,7 Gauss nachzuweisen, was einer Aufspaltung von

$$7,6 \cdot 10^{-6} \text{ ÅE}$$

entspricht.

Dieses Ergebnis bedeutet einen erheblichen Fortschritt gegenüber den früheren Resultaten und wurde nun im folgenden dazu verwendet, um die elektrische Aufspaltung der Linie 2536,7 ÅE nachzuweisen.

II. Nachweis der Wellenlängenänderung der Linie 2536,7 ÅE im elektrischen Feld

Die zur Auffindung der Starkeffektaufspaltung verwendete Apparatur ist in Fig. 2 wiedergegeben.

Aus der Figur ist ohne weiteres ersichtlich, daß die Anordnung im Prinzip dieselbe war, wie bei der Untersuchung kleiner Zeemaneffekte. Wir wollen daher von einer ausführ-

lichen Beschreibung derselben hier absehen und nur auf die Punkte aufmerksam machen, in denen sich die beiden Apparaturen wesentlich voneinander unterscheiden. Der wichtigste Punkt ist die als Starkgefäß gebaute Resonanzlampe *SG*. Von den verschiedensten Bauarten, die zur Anwendung gelangten, bewährte sich der folgende Typus am besten: *SG* besteht aus zwei im Abstande von 0,5 mm befindlichen viereckigen Messingplatten von $1,5 \times 2$ cm Kantenlänge. An den vier Seiten waren planparallele Platten aus amorphem Quarz mit Picein aufgeklebt. Der Abstand zwischen den

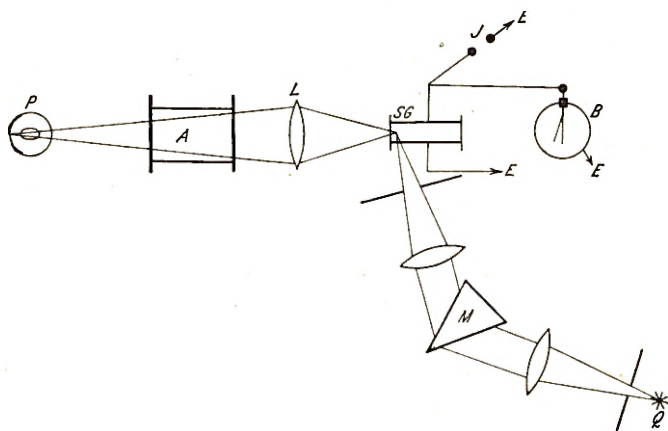


Fig. 2

Platten wurde unter dem Komparator ausgemessen und ihre Parallelität auf 0,01 mm genau kontrolliert. Alle Kanten und Spitzen an den Messingplatten mußten abgerundet werden, jedoch unter dem Gesichtspunkte, daß hierdurch keine merkliche Inhomogenität des Feldes im Randgebiet der Platten entstand. Die eine Elektrodenplatte war mit dem einen Pol einer Wimshurstschen Influenzelektroisiermaschine (*J*) in Verbindung, während die andere dauernd an Erde lag. Die Spannung konnte direkt an einem Braunschen Elektrometer (*B*) bis 10000 Volt abgelesen werden. Die an *SG* angelegten Potentiale betrugen maximal 8000 Volt, was bei einem Elektrodenabstand von 0,5 mm einer Feldstärke von 160 000 Volt/cm entspricht. Damit beim Anlegen dieser Felder keine Ent-

ladung zwischen den Platten entsteht, mußte das Gefäß gut evakuiert werden können. Dies wurde dadurch erreicht, daß in die obere Messingplatte eine Reihe feiner Kanäle gebohrt wurden, die alle in ein an die Platte angelötetes Messingrohr mündeten, das seinerseits in die Vakuumapparatur eingekittet war. Das Gefäß stand auf diese Weise mit einer großen dreistufigen Gaedeschen Stahlpumpe in ständiger Verbindung. Im Innern von *SG* befand sich gesättigter Hg-Dampf von Zimmertemperatur. Wegen der nach innen wirkenden Kraft des äußeren Luftdruckes mußten die Elektrodenplatten — damit sich ihr gegenseitiger Abstand nicht ändert — sehr stabil befestigt werden. Zu diesem Zweck waren sie mit Ansätzen versehen, die außen einen Schraubengang trugen und vermittelt zweier fest angezogener Backen an je einer größeren Messingplatte befestigt waren. Der Abstand zwischen diesen Messingplatten wurde durch Einpassen von zwei Ebonitzylindern exakt gleicher Höhe fixiert.

Ein große Schwierigkeit für die Meßanordnung entstand durch Störungen von seiten der Influenzmaschine auf die Elektronenröhre, welche die Photoströme verstärkte. Um diese möglichst herabzudrücken, wurde die ganze Anordnung, die zur Erzeugung bzw. Messung des elektrischen Feldes diente, in einen geerdeten Metallkasten eingebaut. Für den optischen Strahlengang sowie das Ablesen und Bedienen des Elektrometers waren passende Öffnungen in der Schutzhülle angebracht. Es gelang auf diese Weise, die Störungen so weit herabzudrücken, daß vollkommen zuverlässige Meßreihen durchgeführt werden konnten.

Die Messung selbst erfolgte nach einer ähnlichen Methode wie beim Nachweis kleiner Zeemaneffekte, indem jedesmal der Ausschlag des Röhrengalvanometers mit und ohne elektrisches Feld ($\mathcal{E}$) verglichen wurde. Der Hauptunterschied bestand darin, daß diesmal als Ausgangspunkt jeder Meßreihe der „feldlose Zustand“ genommen wurde. Eine Überlagerung eines primären Magnetfeldes an *SG* wäre nämlich, wie wir noch später sehen werden, in diesem Falle mit Komplikationen verbunden gewesen.

Ein sehr deutlicher Effekt auf die Intensität der Resonanzstrahlung trat erst bei verhältnismäßig hohen Feldstärken

(140000 Volt/cm) auf, und zwar wurde beim Anlegen des elektrischen Feldes der Galvanometeraussschlag im Sinne einer Zunahme der Intensität der Resonanzstrahlung geändert. Diese Intensitätsänderung konnte in unserer Anordnung jedoch mannigfachen Ursachen zugeschrieben werden, und es mußte dabei als erstes sorgfältig untersucht werden, ob sie allein von einer Aufspaltung der Linie herrührt. Um dies zu entscheiden, wurden alle Möglichkeiten in Erwägung gezogen, die als Ursache der Intensitätsänderung in Frage kommen. Ihre Wirksamkeit wurde durch eine Anzahl Kontrollexperimente nachgeprüft. Diese finden sich in der schon früher erwähnten Veröffentlichung (Helv. Phys. Act., Vol. II. Supplem. S. 84 bis 86, 1929) in ausführlicher Form beschrieben. Es würde zu weit führen, alle diese Versuche nochmals folgen zu lassen, wir wollen uns daher hier auf eine einfache Aufzählung der in Betracht gezogenen Fehlerquellen beschränken.

I. Der Effekt rührt vom Streulicht der Linie 2536,7 ÅE des Hg-Bogens her.

II. Die Änderung der Intensität soll eine Folge des Kerr-effektes der Resonanzlinie im elektrischen Feld sein.

III. An den Rändern des Starkgefäßes (SG), wo das Feld nicht mehr gut homogen ist, könnte durch die Inhomogenität eine ponderomotorische Kraft auf den Hg-Dampf entstehen, die zu einer Dichteänderung des Dampfes führen kann und dadurch einen Einfluß auf die Intensität verursacht.

IV. Der Polarisationszustand des Resonanzlichtes wird im elektrischen Feld beeinflusst.

Das negative Resultat der Kontrollexperimente lieferte den Beweis, daß alle die genannten Möglichkeiten als Ursache für die Intensitätsänderung nicht in Frage kommen. Es bleibt daher nur die Erklärungsmöglichkeit übrig, daß diese eine direkte Folge der elektrischen Aufspaltung der Linie 2536,7 ÅE ist. Einen ganz direkten Beweis hierfür liefern die positiven Resultate der folgenden Experimente.

Die Idee dieser Versuche beruht darauf, daß man an der experimentellen Anordnung im Emissionsgefäß keine Änderungen vornimmt, sondern die Wirkungen studiert, die durch Abänderung der Absorptionsbedingungen auf die Größe und

den Charakter des elektrischen Effekts entstehen. Diese Veränderung der Absorptionsbedingungen ist dadurch kennzeichnet, daß sich im Absorptionsgefäß einmal nur Hg-Dampf von

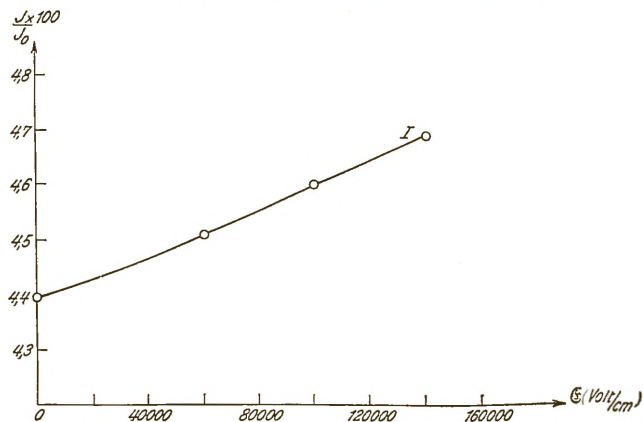


Fig. 3

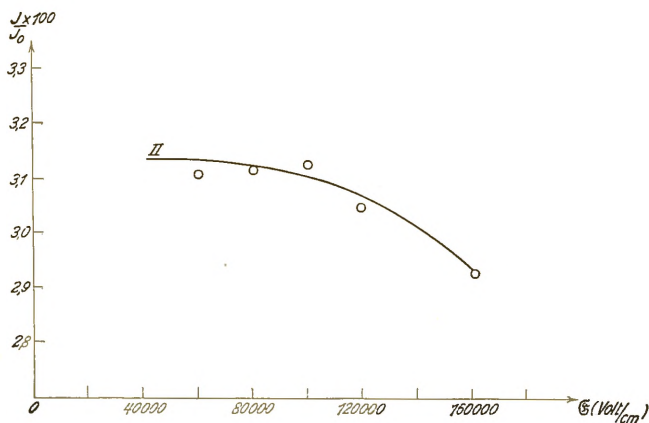


Fig. 4

0,001 mm Druck befindet (scharfe Absorptionslinie), das andere Mal dem Hg-Dampf Luft von Atmosphärendruck zugesetzt wird (druckverbreiterte Absorptionslinie). Die Länge des Absorptionsrohres wurde in beiden Fällen passend gewählt.

Für jedes einzelne elektrische Feld wurde zuerst die Intensität mit Absorptionsgefäß (J), nachher das gleiche ohne

Absorptionsgefäß (J_0) gemessen und $\frac{J}{J_0} \cdot 100$ als Funktion der Feldstärke aufgetragen. Die so erhaltenen Kurven sind in Fig. 3 bzw. 4 wiedergegeben. Kurve I stellt den Fall scharfer Absorptionslinien dar, während Kurve II bei druckverbreiterter Absorptionslinie aufgenommen wurde.

Der Unterschied in der Absorbierbarkeit ist in den beiden Kurven sehr charakteristisch ausgeprägt und bildet einen direkten Beweis für die elektrische Aufspaltung der Emissionslinie. Sonst wäre ja gar nicht einzusehen, weshalb sich die „reine Absorption“ in beiden Fällen voneinander unterscheidet.

Der Anstieg der durchgelassenen Intensität in Kurve I rührt augenscheinlich daher, daß durch das elektrische Feld die Emissionslinie verstimmt wird und daher die Absorption mit wachsendem Feld abnehmen muß.

Schwieriger zu verstehen scheint auf den ersten Blick die Zunahme der Absorption, die mit wachsender Aufspaltung in Kurve II zutage tritt. Der Grund hierfür kann wohl nur darin liegen, daß die Emissionslinie durch das elektrische Feld in ähnlicher Weise beeinflußt wurde wie die Absorptionslinie durch den Zusatz des Fremdgases. Die Wirkung des Zusatzgases auf die Absorptionslinie ist aus den Versuchen von Füchtbauer und seinen Mitarbeitern¹⁾ bekannt. Sie besteht darin, daß durch die Gase O_2 und N_2 einmal eine asymmetrische Verbreiterung der Linie hervorgerufen wird (wobei der Abfall nach Rot hin langsamer erfolgt) und zweitens, daß eine Verschiebung des Absorptionsmaximums nach längeren Wellenlängen hin stattfindet. Daraus ergibt sich mit größter Wahrscheinlichkeit, daß der Intensitätsschwerpunkt der aufgespaltenen Komponenten im elektrischen Feld bei der Linie 2536,7 ÅE des Quecksilbers nach rot verschoben ist. (Bei den *D*-Linien des Natriums wurde bekanntlich ebenfalls eine Rotverschiebung der Starkeffekt Komponenten festgestellt.)

III. Über die absolute Größe der elektrischen Aufspaltung der Linie 2536,7 ÅE

Da eine spektroskopische Auflösung des Aufspaltungsbildes zur Zeit unmöglich ist, so wurde auf anderem Wege versucht,

1) Chr. Füchtbauer, G. Joos u. O. Dinkelacker, *Ann. d. Phys.* 71, S. 204. 1923.

über die Größe der Wellenlängenänderung der σ - und π -Komponenten näheres zu erfahren.

a) σ -Komponenten

Für den Fall der σ -Komponenten gelangt man zu einer einfachen Methode, wenn man das Termschema des Zeeman- und Starkeffekts der Linie näher betrachtet und die Termübergänge miteinander vergleicht. (Das Termschema des Stark-

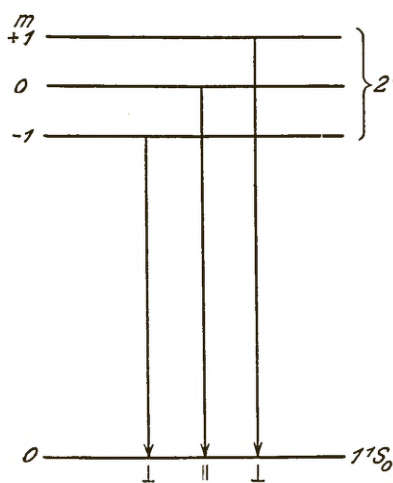


Fig. 5

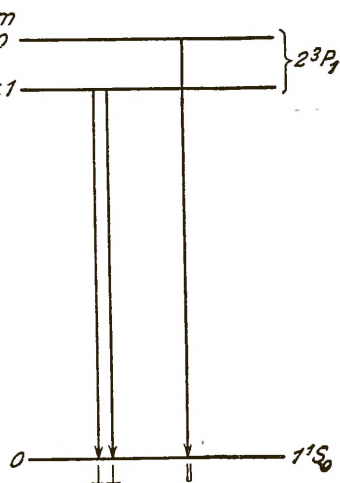


Fig. 6

effekts läßt sich aus dem bekannten Zeemanschema direkt gewinnen, wie wir schon früher erwähnt haben.)

In Fig. 5 ist das Termschema des Zeemaneffekts, in Fig. 6 dasjenige des Starkeffekts angegeben. Die möglichen Übergänge führen in beiden Fällen zu je zwei σ -Komponenten ($m_{2^3P_1} = \pm 1$ nach $m_{1^1S_0} = 0$) und zu je einer π -Komponente ($m_{2^3P_1} = 0$ nach $m_{1^1S_0} = 0$). Im Falle des Starkeffektes haben die beiden σ -Komponenten die gleiche Wellenlänge, sie unterscheiden sich nur durch ihren Polarisationszustand (im Längseffekt rechts- und linkszirkular polarisiert). Bei transversaler Beobachtung haben wir im Starkeffekt zwei verschobene Linien zu erwarten, die senkrecht zueinander polarisiert sind. Wird

daher hinter das Starkeffektgefäß in Fig. 2 (S. 744) ein Nicol geschaltet, das nur das senkrecht zu den Kraftlinien polarisierte Licht hindurchläßt, so hat man es im elektrischen Feld mit einer einzigen, einseitig verschobenen Linie zu tun.

Es liegt nun nahe, die Änderung der Intensität, welche bei der Verschiebung dieser senkrecht polarisierten Stark-effektkomponente entsteht, direkt zu vergleichen mit der Intensitätsänderung, die bei Aufspaltung der σ -Komponenten im Magnetfeld auftritt. Wird nämlich bei transversaler Beobachtung im Magnetfeld die π -Komponente ausgelöscht, so bleiben die beiden symmetrisch aufgespaltenen σ -Komponenten übrig, die aber bei der Verschiebung einer unaufgespaltenen Linie gegenüber die gleiche Intensitätsänderung hervorrufen müssen, wie eine einzige Linie, die mit doppelter Intensität über den nämlichen Bereich verschoben wird. Dieser letztere Fall ist nun gerade im elektrischen Feld realisiert, und es muß demnach einer Gleichheit in der Änderung der Intensität eine Gleichheit in der Aufspaltung der Linie im elektrischen und magnetischen Feld entsprechen. Die Aufspaltung im Magnetfeld ist aber genau bekannt, woraus sich ohne weiteres die im elektrischen Feld ergibt.

Zur Durchführung der Versuche wurde das Starkgefäß in ein homogenes Magnetfeld eingebaut; die Feldrichtung lag genau parallel zum elektrischen Feld. Sowohl Einstrahlung wie Beobachtung erfolgte transversal zu beiden Feldrichtungen. Hinter dem Starkgefäß befand sich ein ultraviolett durchlässiges Ahrensprisma, das so eingestellt wurde, daß nur die σ -Komponenten in die Photozelle gelangten. Die Resonanzstrahlung konnte abwechselnd elektrischen und magnetischen Feldern ausgesetzt werden, und es wurde jedesmal die Intensität mit und ohne Feld am Galvanometer abgelesen.

Aus den Versuchen erhielten wir folgendes Resultat: In einem elektrischen Feld von 100 000 Volt/cm ergibt sich eine Änderung der Intensität der Resonanzstrahlung von 7 Proz., innerhalb der Meßfehler konnte in einem Magnetfeld von 120 Gauss prozentisch die gleiche Intensitätsänderung beobachtet werden. Die Größe der Aufspaltung im Felde von 120 Gauss beträgt $5,4 \cdot 10^{-4}$ ÅE.; hieraus folgt, daß die σ -Kom-

ponenten der Linie 2536,7 ÅE in einem elektrischen Feld von 100000 Volt/cm eine Aufspaltung von

$$5,4 \cdot 10^{-4} \text{ ÅE}$$

erfahren.

b) π -Komponente

Um die π -Komponente zu untersuchen, konnte die gleiche Anordnung verwendet werden, wie im Falle der σ -Komponenten. Der erste Versuch bestand darin, die π -Komponente auf ihre Absorbierbarkeit im Hg-Dampf hin zu prüfen (als Absorbens wurde wiederum gesättigter Hg-Dampf von Zimmertemperatur verwendet). Sollte eine Änderung der Absorbierbarkeit im elektrischen Feld eintreten, so bedeutet dies eine in unserer Anordnung nachweisbare Verschiebung der π -Komponente. Um die Größe derselben zu ermitteln, konnte aber nicht der gleiche Weg beschritten werden wie im Falle der σ -Komponenten. Der Grund hierfür liegt darin, daß die π -Komponente für den Fall der Linie 2536,7 ÅE im Magnetfeld keine Wellenlängenänderung erfährt, während sie im elektrischen Feld verschoben wird. Daher hat ein direkter Vergleich der Intensitäten in beiden Feldern keinen Sinn.

Es bietet sich hier jedoch die folgende Möglichkeit: Ist man über die Größe der Aufspaltung der σ -Komponenten im elektrischen Feld bereits orientiert, so liegt es nahe, π und σ untereinander im elektrischen Feld zu vergleichen. Und zwar soll einmal die Änderung der Absorption ohne und mit elektrischem Feld für σ allein und nachher das gleiche für π allein gemessen werden. Es ist auf Grund unseres Aufspaltungsschemas (S. 749) leicht einzusehen, daß, wenn in beiden Fällen als Ausgangspunkt der feldlose Zustand gewählt wird, einer gleichen Änderung in der Absorption der beiden Strahlenarten auch eine gleiche Verschiebung der Komponenten von derselben Nullage aus gerechnet (maximale Intensität der unaufgespaltenen Linie) entsprechen muß. (In beiden Fällen wird ja die Verschiebung je einer Linie gegenüber der unverschobenen Absorptionslinie gemessen; ein Unterschied besteht lediglich in der Größe der Verschiebung.)

Schon die ersten Versuche zeigten, daß die π -Komponente im elektrischen Feld eine viel geringere Verschiebung erfährt,

als die σ -Komponenten. Der quantitative Vergleich der beiden Strahlenarten ergab folgendes Resultat: Die π -Komponente erfährt in einem elektrischen Feld von 140 000 Volt/cm die gleiche Änderung in der Absorption wie die σ -Komponenten in einem Feld von 60 000 Volt/cm, d. h. die Verschiebung von σ im letztgenannten Feld muß der Verschiebung von π im Felde von 140 000 Volt/cm gleich sein. Wir müssen nun die Aufspaltung der σ -Komponenten für das Feld von 60 000 Volt/cm berechnen, was unter der Annahme einer quadratischen Abhängigkeit der Aufspaltung von der Feldstärke¹⁾ unseren früheren Daten (vgl. S. 751) ohne weiteres zu entnehmen ist. Wir erhalten hierfür den Wert $1,9 \cdot 10^{-4}$ ÅE. Folglich beträgt für die Linie 2536,7 ÅE des Quecksilbers die Wellenlängenänderung der π -Komponente in einem elektrischen Feld von 140 000 Volt/cm

$$\underline{1,9 \cdot 10^{-4} \text{ ÅE,}}$$

was einer etwa fünfmal kleineren Verschiebung als bei den σ -Komponenten entspricht.

IV. Über die Abhängigkeit der elektrischen Aufspaltung der Linie 2536,7 ÅE von der Feldstärke

Zum Schluß unserer Betrachtungen über den Starkeffekt sollen noch die Gründe angeführt werden, die es außerordentlich wahrscheinlich erscheinen lassen, daß wir es bei der Linie 2536,7 ÅE mit einem quadratischen Starkeffekt zu tun haben.

Zunächst folgt aus einer wichtigen Beobachtung von Hanle²⁾, daß die Verschiebung der Komponenten jedenfalls mit einer geraden Potenz der elektrischen Feldstärke proportional sein muß. (Verschiebung der Babinetstreifen beim Elliptizitätseffekt unabhängig von der Feldrichtung.) Hanle konnte bekanntlich auch die Größe der Aufspaltung abschätzen, indem er für die von ihm gemessene Elliptizität die Voigtsche Formel für den anharmonischen Oszillator im elektrischen Feld angewendet hat. Man erhält auf diese Weise für

1) Inwiefern die quadratische Abhängigkeit eine berechtigte Annahme darstellt, soll im folgenden Abschnitt näher diskutiert werden.

2) W. Hanle, Ztschr. f. Phys. 35. S. 351. 1926.

kleinere Feldstärken (20000 Volt/cm) sicherlich die richtige Größenordnung der Aufspaltung. Unsere eigene Methode liefert hingegen die besten Bestimmungen der absoluten Größe der Aufspaltung für größere Felder (60000—160000 Volt/cm). Es liegt nun nahe zu versuchen, die beiden nach vollkommen verschiedenen Methoden gewonnenen Ergebnisse miteinander in Einklang zu bringen. Zu diesem Zweck muß man eine bestimmte Annahme über die Abhängigkeit der Aufspaltung von der Feldstärke machen, und es fragt sich nun, welche Potenz der Feldstärke hierbei zur größenordnungsmäßig richtigen Übereinstimmung der beiden Werte führt.

Es läßt sich leicht zeigen, daß unter den geraden Potenzen allein die zweite hierfür in Frage kommt. Wir fanden nämlich früher, daß die σ -Komponenten in einem elektrischen Feld von 100000 Volt/cm eine Verschiebung von $5,4 \cdot 10^{-4}$ ÅE erfahren. Unter Benutzung der quadratischen Abhängigkeit führt dies bei einem Feld von 20000 Volt/cm zu einer Aufspaltung von $2,2 \cdot 10^{-5}$ ÅE, was mit dem von Hanle angegebenen Wert von *ungefähr* $1 \cdot 10^{-5}$ ÅE der Größenordnung nach befriedigend übereinstimmt. Hierbei wäre aber noch zu bedenken, daß in unserer Rechnung nur die Aufspaltung der σ -Komponente angegeben ist, während Hanle aus der Voigtschen Formel den Abstand zwischen σ und π entnimmt. Die Berücksichtigung der Verschiebung der π -Komponente ist jedoch bei unserem größenordnungsmäßigen Vergleich von keinerlei Bedeutung, da diese fünfmal kleiner ist als die der σ -Komponenten. Soll sie dennoch berücksichtigt werden, so wird die Übereinstimmung verbessert oder verschlimmert, je nachdem, ob man die Verschiebung von π nach Rot oder Violett annimmt. Für die Feldstärke von 20000 Volt/cm beträgt die Aufspaltung der π -Komponente $\Delta\lambda^\pi = 3,8 \cdot 10^{-6}$ ÅE; sollte die Verschiebung nach Rot erfolgen, so ergibt sich für den Abstand von σ zu π

$$\Delta\lambda^\sigma - \Delta\lambda^\pi = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ ÅE},$$

was eine noch etwas bessere Übereinstimmung mit Hanle bedeutet als bei dem vorhin angegebenen Wert für die σ -Komponenten allein. Es erscheint aber durch nichts berechtigt, anzunehmen, daß σ und π beide nach Rot im elektrischen

Feld verschoben sind. Dies konnte früher nur für die σ -Komponenten gezeigt werden (vgl. S. 748). Wir sehen aber auf alle Fälle, daß, wie auch die π -Komponente verschoben sein mag, an unserer größenordnungsmäßigen Übereinstimmung mit Hanle dadurch nichts geändert wird.

Nun wollen wir zweitens als Möglichkeit für die Abhängigkeit der Aufspaltung von der Feldstärke die „vierte Potenz“ diskutieren. Diese führt zu folgendem Vergleich mit Hanle: Bei 100000 Volt/cm beträgt die Verschiebung der σ -Komponenten $5,4 \cdot 10^{-4}$ ÅE, folglich erhalten wir bei einer Proportionalität mit der vierten Potenz der Feldstärke für ein Feld von 20000 Volt/cm eine Aufspaltung von

$$8,6 \cdot 10^{-7} \text{ ÅE},$$

d. h. einen Wert, der mehr als 10mal kleiner ist als der von Hanle angegebene ($\sim 10^{-5}$ ÅE). Und an dieser Größenordnung ändert auch die Berücksichtigung der π -Komponente nichts, da der gegenseitige Abstand von σ und π dabei jedenfalls von der Größenordnung 10^{-6} ÅE bleibt. Eine Fehlerquelle dieser Größe kann aber weder den Hanleschen, noch, auch unseren Versuchen anhaften, daher ist es durchaus berechtigt, ein Gesetz von der Form

$$\Delta\lambda = \text{const } \mathfrak{E}^4$$

abzulehnen. Wir müssen vielmehr folgern, daß im Falle der Hg-Linie 2536,7 ÅE in erster Näherung das Gesetz

$$\Delta\lambda = \text{const } \mathfrak{E}^2$$

Gültigkeit besitzt. (Für die D-Linien des Natriums fand Ladenburg die gleiche Abhängigkeit der Aufspaltung von der Feldstärke.)

2. Beobachtungen in kombinierten magnetischen und elektrischen Feldern

I. Parallele magnetische und elektrische Felder

Wollen wir von der Einwirkung des elektrischen Feldes auf die Resonanzstrahlung zum nächst komplizierteren Fall übergehen, so müssen wir als erstes den Fall der parallelen magnetischen und elektrischen Felder betrachten. Die Verhältnisse sind hier besonders einfach, da nach der Theorie eine Superposition der beiden Feldwirkungen zu erwarten ist,

und zwar gilt dies gesondert sowohl für die π - als auch für die σ -Komponenten.

Wir denken uns nun beide Felder transversal zur Einstrahl- und ebenso transversal zur Beobachtungsrichtung gelegt. Dann können wir das zu erwartende Aufspaltungsbild für die Linie 2536,7 ÅE des Quecksilbers in parallelen Feldern darstellen, wie in Figg. 7—9 angegeben.

Hierbei beziehen sich die gestrichelten Kurven in der Fig. 9 auf das alleinige Vorhandensein des Zeemaneffekts, während die ausgezogenen Kurven den Zeemaneffekt mit überlagertem Starkeffekt darstellen. Aus der Figur ist ersichtlich, daß jede der σ -Komponenten des Zeemaneffekts bei Überlagerung des elektrischen Feldes für sich eine Verschiebung nach „Rot“ erfährt, und zwar von der gleichen Größe wie sie die unaufgespaltene Linie im Starkeffekt allein erfahren würde. Das gleiche gilt für die π -Komponente des Zeemanbildes.

Die Frage, die für uns von entscheidender Wichtigkeit ist, lautet: Wie wird sich die Absorbierbarkeit einer in der beschriebenen Weise aufgespaltenen Emissionslinie gegenüber einer einfachen, unverschobenen Absorptionslinie verhalten, wenn man vom Zeemaneffekt zum Zeemaneffekt mit überlagertem Starkeffekt übergeht? Auf Grund unseres theoretischen Bildes ist im allgemeinen eine Änderung in der Absorption zu erwarten, denn wie wir sahen, erfährt jede der drei Zeeman-komponenten im elektrischen Feld eine weitere Verschiebung, die prinzipiell mit einer Änderung der absorbierten Energie verbunden sein sollte.

Ganz so einfach liegen jedoch die Verhältnisse nicht. Um dies einzusehen, *beschränken wir uns zunächst nur auf die σ -Komponenten* des Zeemaneffektes. Wir finden, daß beim Überlagern des elektrischen Feldes die linke σ -Komponente auf der Fig. 9 in das Gebiet der unverschobenen Absorptionslinie (etwa dargestellt durch die mittlere punktierte Kurve der Fig. 9) hineingeschoben wird, während gleichzeitig die rechte σ -Komponente aus dem Bereiche der Absorptionslinie herauswandert. Es ist nun klar, daß es bei diesem Prozeß ganz und gar darauf ankommt, welche der beiden Verschiebungen die größere Intensitätsänderung hervorruft; je nachdem wird

a) Zeemaneffekt allein:

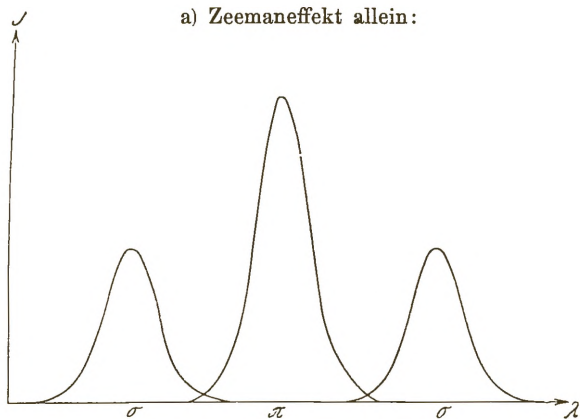


Fig. 7

b) Starkeffekt allein:

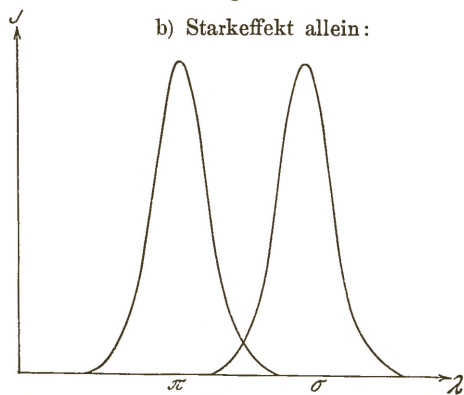


Fig. 8

c) Zeeman- und Starkeffekt:



Fig. 9

man dann eine Vergrößerung oder eine Verkleinerung der Absorbierbarkeit zu erwarten haben.

Das Problem läßt sich aber auch leicht rechnerisch quantitativ verfolgen und zwar nach einer ähnlichen Methode, wie sie Schein¹⁾ in seiner Arbeit angewendet hat. Das Resultat lautet folgendermaßen: Ist das Magnetfeld kleiner als etwa 200 Gauss, so tritt in einem parallelen elektrischen Zusatzfeld von 120000 Volt/cm eine Verminderung der Absorption ein (und zwar dadurch, daß beim Hereinschieben der linken σ -Komponente ins Absorptionsgebiet weniger für die absorbierte Energie gewonnen wird, als durch Herauswandern der andern Komponente verlorengeht). Bei etwa 200 Gauss tritt eine Kompensation der beiden Effekte ein, die Absorption ändert sich gar nicht, wenn man vom Zeemaneffekt zum Zeeman- + Starkeffekt übergeht. Oberhalb 200 Gauss kehrt sich das Vorzeichen des Effektes um, indem von jetzt ab das Hereinschieben der linken σ -Komponente ins Absorptionsgebiet ein stärkeres Anwachsen der Absorption verursacht, als die Abnahme infolge des Herausrückens der rechten σ -Komponente beträgt. Und zwar sollte z. B. diese Zunahme der Absorption in einem Magnetfeld von 660 Gauss in einer dünnen absorbierenden Schicht 12 Proz. der Gesamtabsorption betragen, falls ein elektrisches Feld von 120000 Volt/cm überlagert wird. Diese Änderung sollte in unserer Anordnung ohne weiteres feststellbar sein.

Für die Änderung der Absorption als Funktion der Magnetfeldstärke ergibt sich beim Übergang vom Zeemaneffekt zum Zeeman- + Starkeffekt, unseren Überlegungen gemäß, eine Kurve vom Typus der Fig. 10.

ΔA bedeutet die Änderung der Absorption beim genannten Übergangsprozeß und $\mathfrak{H}$ die magnetische Feldstärke. Die Kurve ist für ein bestimmtes elektrisches Feld gezeichnet, in unserem Fall für 120000 Volt/cm. Ihr Verlauf gibt uns einen Aufschluß darüber, wie der Effekt bei Überlagerung beider Felder sich mit der magnetischen Feldstärke ändert.

Die Kurve der Fig. 10 ist durchaus der experimentellen Prüfung zugänglich, sie konnte in unserer Anordnung auch

1) M. Schein, Ann. d. Phys. 85. S. 257. 1928.

noch für verschieden dicke absorbierende Schichten untersucht werden.

Bevor wir jedoch zur Beschreibung der Experimente übergehen, möchten wir — da bisher nur die σ -Komponenten berücksichtigt wurden — auch noch ein paar Worte über das Verhalten der π -Komponente in parallelen magnetischen und elektrischen Feldern sagen. Hier sind die Verhältnisse ganz besonders einfach, da wir es im Magnetfeld nur mit einer einzigen π -Komponente zu tun haben, die dann im überlagerten elektrischen Feld einseitig verschoben wird (vgl. Fig. 9). Wir können daher bei primär anliegendem Magnetfeld beim

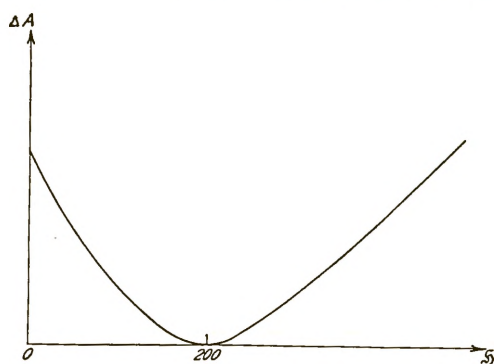


Fig. 10

Einschalten des elektrischen Feldes eine größenordnungsmäßig gleiche Änderung in der Absorption der π -Komponente erwarten, wie wenn dieser Prozeß im Magnetfeld Null ausgeführt wäre. Es ist aber, verglichen mit dem Effekt bei den σ -Komponenten, diese Änderung der Absorbierbarkeit bei den π -Komponenten sehr klein, so daß bei der Übereinanderlagerung beider Effekte der Einfluß der π -Komponente vernachlässigt werden kann.

Betrachten wir daher den gesamten Effekt von σ und π in parallelen Feldern, so ist jedenfalls das Ausschlaggebende die Änderung der Absorption infolge der Verschiebung der σ -Komponenten, zu der sich die von π nur als unbedeutende Größe hinzuaddiert. Auf alle Fälle bleibt aber das charakteristische Verhalten der Absorption bei Änderung der magnetischen

Feldstärke hiervon unberührt. Wir werden daher bei Betrachtung des Gesamteffekts vom Einfluß der π -Komponente in erster Näherung absehen und nur die σ -Komponenten in Betracht ziehen.

Die experimentelle Anordnung zur Durchführung der Versuche ist in Fig. 11 schematisch dargestellt.

Das Licht des wassergekühlten Hg-Bogens Q wurde durch den Monochromator M spektral zerlegt und die Linie 2536,7 Å auf das Starkgefäß SG konzentriert. Das von SG emittierte Resonanzlicht gelangte durch das Absorptionsgefäß A hindurch auf die Photozelle P . Die elektrischen Felder $\mathcal{E}$, denen der

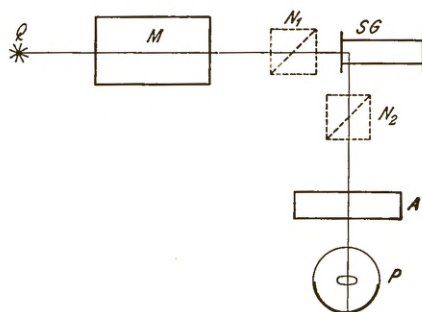


Fig. 11

Hg-Dampf im Starkgefäß ausgesetzt war, wurden auf die gleiche Weise erzeugt wie bei der Untersuchung des Starkeffekts (vgl. S. 744). Zur Herstellung der Magnetfelder wurden zwei eisenlose Spulen verwendet; diese waren mit Kühlmänteln versehen, in denen kaltes Wasser zirkulierte. Bei stärkeren Strömen (4—5 Amp.) trat trotzdem eine erhebliche Erwärmung der Spulen ein, daher wurde das Feld jeweils nur für kurze Zeit eingeschaltet. Die Feldstärke wurde vermittelst Probespule und ballistischem Galvanometer an der Stelle des Starkgefäßes genau ausgemessen. Die elektrische Feldstärke konnte aus dem Potential an einem Braunschen Elektrometer entnommen werden. Als Starkgefäß wurde der gleiche Typus wie früher verwendet, der Abstand der Elektrodenplatten betrug hierbei $0,5 \pm 0,01$ mm. Hinter dem Starkgefäß befand sich bei den folgenden Versuchen entweder eine Flußspat- oder überhaupt keine Linse, damit am Polarisationszustand des von

SG ausgehenden Lichtes nichts geändert wird. N_1 und N_2 sind zwei ultraviolett-durchlässige Ahrensprismen (mit Glycerin gekittet). Sie wurden auf je einen Teilkreis aus Messing montiert und dienten für Versuche mit polarisiertem Licht, die wir später noch besprechen werden. Zur Untersuchung des Gesamteffektes (σ - und π -Komponenten) in parallelen Feldern wurden die Nicols aus dem Strahlengang herausgedreht.

Als Absorptionsgefäße A wurden die schon früher beschriebenen Typen verwendet, und zwar betrugen die absorbierenden Schichtdicken einige Millimeter bis zu einigen Zentimetern. Dies war aus dem Grunde erforderlich, um zu sehen, ob der Absorptionseffekt in parallelen Feldern etwa seinem Charakter nach geändert wird, wenn man von dünnen zu dickeren Schichten übergeht.

Die Intensitätsmessung mittels Photozelle P und Verstärkeranordnung geschah in der gleichen Weise wie bei den früheren Versuchen.

Im ganzen sollten drei Versuchsreihen durchgeführt werden: in der ersten wurde der Gesamteffekt ohne dazwischengeschaltetes Nicol N_2 beobachtet, in der zweiten der Effekt nur für die σ -Komponenten und in der dritten das gleiche für die π -Komponente allein. Die Versuche waren jeweils in der Weise durchgeführt worden, daß die Intensität zunächst bei einem bestimmten, anliegenden Magnetfeld gemessen und dann mit der Intensität bei Zuschaltung des elektrischen Feldes verglichen wurde; und dieser Prozeß wurde bei verschiedenen starken Magnetfeldern wiederholt. Hierbei sollte die Änderung der gemessenen Absorption bei ein und demselben elektrischen Feld als Funktion der Magnetfeldstärke aufgetragen, eine Kurve ähnlich der in Fig. 10 dargestellten liefern.

Die folgende Tabelle 1 enthält die Resultate der ersten Versuchsreihe.

Tabelle 1

$\mathfrak{H}$ (Gauss)	$\Delta\lambda_{\text{mag.}}$	$\mathfrak{E}$ (Volt/cm)	$\Delta\lambda_{\text{elektr.}}$	J_R	ΔJ_R
0	0	120 000	$7,7 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$	100	10
24	$1,1 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$	120 000	unbekannt	100	4
244	$1,1 \cdot 10^{-3} \text{ ,}$	120 000	,	100	0
366	$1,6 \cdot 10^{-3} \text{ ,}$	120 000	,	100	0
660	$3 \cdot 10^{-3} \text{ ,}$	120 000	,	100	0

In den beiden ersten Kolonnen sind die am Starkgefäß primär anliegenden Magnetfelder $\mathfrak{H}$ (gemessen in Gauss) sowie die dazugehörigen Aufspaltungen $\Delta\lambda_{\text{mag.}}$ in ÅE eingetragen. $\mathfrak{E}$ bedeutet die elektrische Feldstärke am Starkgefäß, während $\Delta\lambda_{\text{elektr.}}$ die Aufspaltung der σ -Komponenten im elektrischen Feld darstellt. Die beiden letzten Spalten enthalten die Intensität der Resonanzstrahlung J_R und ihre prozentische Änderung ΔJ_R beim Zuschalten des elektrischen Feldes. Die Tabelle zeigt uns, daß das Experiment ein ganz anderes Verhalten der Resonanzstrahlung in parallelen Feldern ergibt, als es nach unseren einfachen Überlegungen zu erwarten gewesen wäre. Eine graphische Darstellung der Ergebnisse führt uns dies

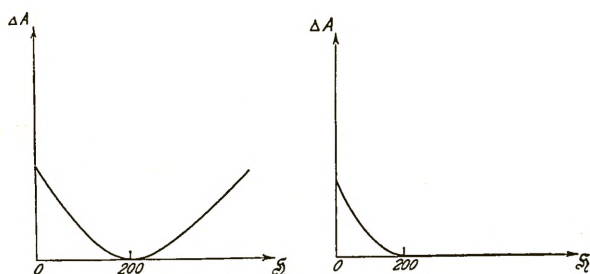


Fig. 12

noch deutlicher vor Augen. In der Fig. 12 ist links die theoretisch zu erwartende Kurve, rechts die experimentell gefundene dargestellt und zwar in ganz willkürlichem Maßstab, da es uns nur darauf ankommt, den charakteristischen Unterschied zwischen beiden zu erkennen.

Die Änderung in der Absorbierbarkeit ΔA nimmt in der experimentellen Kurve zunächst den Erwartungen gemäß ab (bis etwa 200 Gauss), steigt dann aber nicht wieder an, sondern bleibt auch weiterhin gleich Null. Wenn die elektrische Aufspaltung sich zum Zeemaneffekt einfach hinzuaddiert hätte, so müßte ΔA oberhalb einer gewissen Feldstärke auf alle Fälle wieder zunehmen. Das vollkommene Ausbleiben jeglichen Anstiegs bis 660 Gauss (wo die Zunahme der Absorption 12 Proz. betragen sollte), kann daher nur darin seinen Grund haben, daß oberhalb 200 Gauss eine elektrische Aufspaltung nicht mehr

von der gleichen Größe vorhanden ist wie im Magnetfeld Null. Sie muß vielmehr so weit abgeklungen sein, daß ihr Nachweis auf diesem Wege nicht mehr möglich ist. Das gleiche Verhalten zeigte sich auch bei antiparallelen elektrischen und magnetischen Feldstärken.

Charakteristisch für den gefundenen Effekt ist bei Verwendung der elektrischen Feldstärke von 120000 Volt/cm die Größe des magnetischen Feldes 244 Gauss, oberhalb dessen der Starkeffekt für uns unnachweisbar ist. Dieses Magnetfeld bewirkt eine Aufspaltung der σ -Komponenten von $1,1 \cdot 10^{-3}$ ÄE, während im elektrischen Feld die Verschiebung $7,7 \cdot 10^{-4}$ ÄE beträgt, d. h. die magnetische Aufspaltung muß scheinbar größer sein als die elektrische, damit das Verschwinden des Starkeffekts vollkommen stattfindet.

Dieser Befund konnte nochmals erhärtet werden, indem in den folgenden Versuchen die σ - und π -Komponenten gesondert untersucht wurden. Die Versuche, die ganz analog zu den eben besprochenen durchgeführt worden sind, unterscheiden sich nur durch Verwendung des Nicols N_2 hinter dem Starkgefäß.

Und zwar bestätigte sich für die σ -Komponenten allein das vorhin gefundene Resultat von neuem, daß oberhalb 200 Gauss Magnetfeldstärke eine Starkeffektaufspaltung nicht nachgewiesen werden kann.

Wenn wir nun die π -Komponente allein betrachten, so sind, wie wir schon früher sahen, hierbei die theoretisch zu erwartenden Verhältnisse ganz besonders einfach. Im Magnetfeld haben wir es mit einer einzigen Linie zu tun, die dann im überlagerten elektrischen Feld um einen bestimmten Betrag verschoben werden sollte. Die Verschiebung muß in unserer Anordnung bei passenden Versuchsbedingungen auf alle Fälle nachweisbar sein; wir haben den einfachsten Fall einer gegenseitigen Verstimmung zweier Linien vor uns, Komplikationen, ähnlich denen bei den σ -Komponenten, können hier nicht auftreten. Falls eine elektrische Aufspaltung oberhalb eines bestimmten Magnetfeldes noch vorhanden ist, so müßte sie in dieser einfachsten Anordnung sicherlich nachweisbar sein. Der Effekt war aber wiederum ein vollkommen negativer. Während sich nämlich der Starkeffekt im Magnetfeld Null mit großer

Deutlichkeit nachweisen ließ, war es nicht mehr möglich, denselben oberhalb 60 Gauss aufzufinden. Gerade diese Beobachtung an der π -Komponente machte es zur Gewißheit, daß sich für die Linie 2536,7 Å die beiden Feldwirkungen nicht superponieren, sondern noch uns unbekannte Vorgänge mit im Spiele sein müssen.

Das Aufhören der elektrischen Aufspaltung bei primär angelegtem Magnetfeld ist jedenfalls so merkwürdig, daß wir noch weitere Versuche angestellt haben, um eine genügende Kontrolle für diese Erscheinung zu haben.

a) Veränderung der Lage der Absorptionslinie

Als erstes sollte nachgeprüft werden, ob etwa das Abklingen des Starkeffekts mit einer bestimmten Lage der Absorptionslinie relativ zur Emissionslinie zusammenhängt. Zu diesem Zweck wurden die gleichen Versuche wie im letzten Abschnitt durchgeführt, mit dem Zusatz, daß die Überlagerung des elektrischen Feldes über das Magnetfeld in Emission jeweils bei verschiedenen großen magnetischen Aufspaltungen der Absorptionslinie vorgenommen wurde. Zum mindesten sollte hierbei eine quantitativ meßbare Änderung im Verlaufe der Kurve der Fig. 10 auftreten, da die Stelle der theoretischen Kompensation in der Kurve, wie wir sie auf Seite 757 auseinandergesetzt haben, stark von der Lage der Absorptionslinie abhängen muß. Nur falls der Starkeffekt selbst in Emission verschwunden ist, sollte die Lage der Absorptionslinie keinen Einfluß auf den Effekt ausüben.

Die folgende Tabelle 2 gibt uns Aufschluß über das Resultat dieser Versuchsreihe:

Tabelle 2

$\mathcal{G}_{\text{Emiss.}}$ (Gauss)	$\Delta\lambda_{\text{mag.}}^{\text{Emiss.}}$	$\mathcal{E}_{\text{(Volt/cm)}}$	$\Delta\lambda_{\text{elektr.}}$	$\mathcal{G}_{\text{(Gauss)}}^{\text{Absorp.}}$	$\Delta\lambda_{\text{mag.}}^{\text{Absorp.}}$	J_R	ΔJ_R
0	0	110 000	$6,5 \cdot 10^{-4}$ ÅE	0	0	100	8
50	$2,2 \cdot 10^{-4}$ ÅE	110 000	unbekannt	0	0	100	5
266	$1,2 \cdot 10^{-3}$ „	110 000	„	0	0	100	0
266	$1,2 \cdot 10^{-3}$ „	110 000	„	30	$1,3 \cdot 10^{-4}$ ÅE	100	0
266	$1,2 \cdot 10^{-3}$ „	110 000	„	74	$3,3 \cdot 10^{-4}$ „	100	0
266	$1,2 \cdot 10^{-3}$ „	110 000	„	148	$6,6 \cdot 10^{-4}$ „	100	0
266	$1,2 \cdot 10^{-3}$ „	110 000	„	236	$1,0 \cdot 10^{-3}$ „	100	0
266	$1,2 \cdot 10^{-3}$ „	110 000	„	325	$1,5 \cdot 10^{-3}$ „	100	0

Auf die Bedeutung der Bezeichnungen brauchen wir hier nicht mehr einzugehen, da diese genau analog denen der Tab. 1 (S. 760) gewählt sind.

Die Ergebnisse der Tabelle 2 beweisen sehr deutlich, daß das Abklingen der Starkeffektaufspaltung in unserer Anordnung unabhängig von der speziellen Lage der Absorptionslinie erfolgt, sie hängt nur von der magnetischen Feldstärke in Emission ab.

b) Versuche bei polarisierter Anregung der Resonanzstrahlung

Weiterhin war es von Interesse zu erfahren, wie sich die Verhältnisse in parallelen Feldern gestalten, falls man in der Resonanzstrahlung die σ - und die π -Komponenten gesondert anregt. Wir beginnen mit dem Fall der Anregung der π -Komponente. Hierzu wurde das Nicol N_1 verwendet und zwar in solcher Stellung, daß auf das Starkgefäß nur Licht auffiel, dessen elektrischer Vektor parallel zu den Kraftlinien lag. N_2 befand sich bei diesen Versuchen nicht im Strahlengang.

Die Experimente wurden bei verschiedenen Hg-Dampfdrucken im Starkgefäß durchgeführt. Denn bei tieferem Druck erhält man bekanntlich einen höheren Polarisationsgrad der π -Komponente in der Resonanzemission; und zwar beträgt letzterer nach Messungen von Keussler¹⁾ bei 0° C (Hg-Dampfdruck $2 \cdot 10^{-4}$ mm) etwa 70 Proz., während bei Zimmertemperatur nur 37 Proz. Polarisation erhalten wird. Wir wollen daher in der folgenden Tabelle 3 nur die Versuchsergebnisse bei einem Sättigungsdruck des Hg-Dampfes von $2 \cdot 10^{-4}$ mm, der einer Temperatur von 0° C entspricht, mitteilen.

Tabelle 3

$\mathfrak{H}_{(\text{Gauss})}$	$\Delta \lambda_{\text{mag.}}$	$\mathfrak{E}_{(\text{Volt/cm})}$	$\Delta \lambda_{\text{elektr.}}$	J_R	ΔJ_R
0	0	120 000	$1,4 \cdot 10^{-4}$ ÅE	100	4
52	$2,2 \cdot 10^{-4}$ ÅE	120 000	unbekannt	100	fast 0
266	$1,2 \cdot 10^{-3}$ „	120 000	„	100	0
400	$1,8 \cdot 10^{-3}$ „	120 000	„	100	0

Die Bezeichnungsweise ist die gleiche wie in den vorhergehenden Tab. 1 und 2 (S. 760 und 763). Wir sehen auch hier wiederum, daß sich die elektrische Aufspaltung der π -Kom-

1) V. v. Keussler, Ann. d. Phys., 82. S. 793. 1927.

ponente im Magnetfeld Null mit Sicherheit nachweisen läßt, während sie bei Überlagerung von Feldern größer als 60 Gauss nicht mehr auffindbar ist.

Ebenso erfolglos blieben die Versuche bei Anregung der σ -Komponenten. Allerdings war hier im Magnetfeld Null, wegen der geringeren Ausstrahlung des σ -Lichtes in der Beobachtungsrichtung, die Intensität geringer als bei der π -Komponente. Die Empfindlichkeit unserer Methode war jedoch ausreichend, um die Absorption derselben noch durch ein 10 mm langes Absorptionsrohr hindurch verfolgen zu können.

Als Resultat dieser Versuche ergab sich mit großer Deutlichkeit, daß bei Anregung der σ -Komponenten mit wachsender magnetischer Feldstärke ein Abklingen der Starkeffektverschiebung stattfindet.

Wir können daher summarisch feststellen, daß Versuche, die unter den verschiedensten Bedingungen durchgeführt wurden, entgegen der theoretischen Erwartung immer wieder bestätigten, daß in parallelen elektrischen und magnetischen Feldern für den Fall der Linie 2536,7 Å des Quecksilbers keine Superposition der beiden Feldwirkungen eintritt, sondern oberhalb einer bestimmten magnetischen Feldstärke die Starkeffektaufspaltung nicht mehr nachweisbar ist.

c) Messung des Polarisationsgrades im elektrischen Feld

Es bleibt nur noch die Möglichkeit offen, daß für das gefundene Verhalten der Linie 2536,7 Å in parallelen Feldern die Hyperfeinstruktur dieser Linie mitverantwortlich ist. Beim heutigen Stande der Dinge scheint es jedoch ziemlich hoffnungslos, darüber näheres zu erfahren, namentlich in welcher Weise eine eventuelle Wirksamkeit der Hyperfeinstruktur hier zutage tritt. Jedenfalls bedeutet ihre Einführung eine erhebliche Komplikation des ganzen Problems, was die theoretischen Aussagen anbetrifft. Daran ist in erster Linie der Umstand schuld, daß man über die Aufspaltung der *einzelnen* Hyperfeinstrukturkomponenten im elektrischen Feld heute noch gar keine direkten Erfahrungen besitzt; hierzu kommt beim Quecksilberatom noch die spezielle Schwierigkeit, daß die Ursache für das Auftreten einer Hyperfeinstruktur absolut nicht geklärt

ist, eine Schwierigkeit, für die in einigen anderen Fällen eine befriedigende Lösung gefunden wurde.¹⁾

Immerhin zeigen gewisse Polarisationsversuche an der Hg-Resonanzstrahlung, daß der Einfluß der Hyperfeinstruktur auf die Erscheinungen in parallelen Feldern kein sehr wesentlicher sein kann. Denn bei der Einwirkung von elektrischen und magnetischen Feldern auf die Polarisation der Linie 2536,7 ÅE müßte sich ein derartiger Einfluß sehr stark bemerkbar machen. Die Versuche zeigen aber mit großer Deutlichkeit, daß dies nur in geringem Maße der Fall sein kann, da sich alle Ergebnisse über das Verhalten der Polarisation nahezu quantitativ (auf jeden Fall aber qualitativ) vollkommen aus dem gewöhnlichen Zeeman- und Starkeffektschema der Terme ableiten lassen, ohne daß dabei die Hyperfeinstruktur Berücksichtigung findet.²⁾ Der Beweis hierfür wurde im magnetischen Fall von Mac Nair³⁾ direkt erbracht, es ist aber kaum ein Zweifel möglich, daß auch im elektrischen Feld das von uns verwendete Termschema, wenigstens annähernd, für die Komponenten in der Hyperfeinstruktur richtig ist. Am meisten sprechen hierfür die Resultate von Hanle⁴⁾ über die elektrische Beeinflussung der Polarisation der Hg-Resonanzstrahlung, die gar nicht zu verstehen sein würden, wenn man die Annahme des Starkeffektschemas von S. 749 fallen ließe.

Wesentlich war nun die Feststellung, daß man als Ursache für die quantitative Abweichung, die zwischen dem gemessenen und dem aus dem gewöhnlichen Zeemanschema berechneten Polarisationsgrad bei der Linie 2536,7 ÅE bestand, gewisse Anomalien im Verhalten der Hyperfeinstrukturkomponenten

1) E. Back u. S. Goudsmit, *Zeitschr. f. Phys.* **43**. S. 321. 1927; **47**. S. 174. 1928; D. A. Jackson, *Proc. Roy. Soc. A* **121**. S. 432. 1928; H. Schüler u. H. Brück, *Zeitschr. f. Phys.* **56**. S. 291. 1929; H. E. White, *Phys. Rev.* **34**. S. 1404. 1929; S. Goudsmit u. R. F. Bacher, *Phys. Rev.* **34**. S. 1501. 1929.

2) W. Hanle, *Naturw.* **11**. S. 690. 1923; P. Pringsheim, *Zeitschr. f. Phys.* **23**. S. 324. 1924; G. Joos, *Phys. Zeitschr.* **25**. S. 130. 1924; G. Breit, *Phil. Mag.* **47**. S. 832. 1924.

3) W. Mac Nair, *Proceed. of Nat. Ac.* **13**. S. 430. 1927.

4) W. Hanle, a. a. O.

im Magnetfeld erkannt hat.¹⁾ Das gewöhnliche Zeemanschema ist also nicht genau gültig in der Hyperfeinstruktur, sondern erfährt daselbst eine Modifikation, die für die genannte Linie bis zur Zeit aber noch nicht bekannt ist. Ein ähnliches Verhalten ist auch vielleicht im elektrischen Feld nicht ausgeschlossen. Jedenfalls sollte im folgenden nachgesehen werden, ob in Analogie zum magnetischen Fall ein Einfluß auf den Polarisationsgrad der Resonanzstrahlung im elektrischen Feld auftritt.

Die Versuche wurden in der Weise ausgeführt, daß die Resonanzstrahlung mit linear polarisiertem Licht angeregt

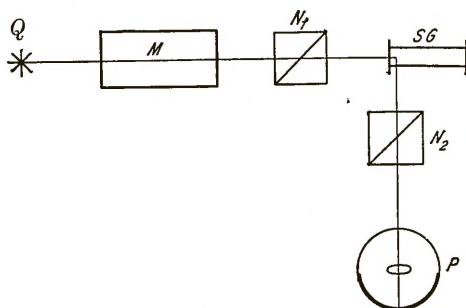


Fig. 13

wurde (elektrischer Vektor parallel zur Richtung des elektrischen Feldes) und der Polarisationsgrad zunächst ohne Feld und dann bei verschieden starken Feldern gemessen wurde.

Die Meßanordnung ist in Fig. 13 schematisch angedeutet.

Das Licht des wassergekühlten Hg-Bogens Q wird im Monochromator M spektral zerlegt und die Linie $2536,7 \text{ \AA}$ durch den Polarisator N_1 hindurch auf die Resonanzlampe SG konzentriert. Die Polarisation der von SG ausgehenden Resonanzstrahlung wird durch das Nicol N_2 analysiert und die Intensität J_π des parallel, sowie J_σ , des senkrecht zum äußeren Feld schwingenden Lichtes vermittelst Photozelle und Verstärkeranordnung gemessen. Der Polarisationsgrad P ist dann folgendermaßen definiert:

$$P = \frac{J_\pi - J_\sigma}{J_\pi + J_\sigma}.$$

1) A. Ellett u. W. Mac Nair, *Proceed. of Nat. Ac.* **13**. S. 583. 1927; *Phys. Rev.* **31**. S. 180. 1928.

Da das erdmagnetische Feld auf die Polarisation der Resonanzstrahlung einen erheblichen Einfluß ausübt, so wurde eine Kompensation desselben vorgenommen und zwar an der Stelle von *SG*, wo die Resonanzemission erfolgte. Die Kompensation war auf 0,02 Gauss genau durchgeführt worden, was für unsere Zwecke vollkommen ausreicht, da Felder unterhalb 0,1 Gauss eine sehr geringe Wirkung auf die Polarisation besitzen.

Der Dampfdruck im Starkgefäß entsprach dem Sättigungsdruck von -16°C , betrug also etwa $4 \cdot 10^{-5} \text{ mm.}^1)$ Das Arbeiten bei tiefen Dampfdrücken ist wegen der depolarisierenden Wirkung der Zusammenstöße, die möglichst vermieden werden soll, erforderlich.

Es sind nun zwei Versuchsreihen durchgeführt worden; bei der einen wurde der Polarisationsgrad ohne äußeres elektrisches Feld gemessen, bei der zweiten das gleiche bis zu Feldstärken von 140 000 Volt/cm. Dabei ergab sich folgendes Resultat: Der Polarisationsgrad *P* beträgt

<i>ohne Feld</i>	84 Proz.
<i>mit Feld</i>	<u>82 Proz.</u>

Die Abweichung zwischen den beiden Werten liegt innerhalb der Meßgenauigkeit, so daß wir die beiden Werte des Polarisationsgrades als übereinstimmend bezeichnen können. Es liegt also bis zu den genannten Feldstärken kein Einfluß des elektrischen Feldes auf den Polarisationsgrad vor.

Dieses Ergebnis widerspricht aber durchaus nicht etwa unseren Erwartungen, da bei den von uns verwendeten Feldstärken bis 140 000 Volt/cm die elektrischen Aufspaltungen noch um viele Größenordnungen kleiner sind als im analogen Fall der magnetischen Beeinflussung des Polarisationsgrades. (Keussler²⁾ mußte bei Verwendung von primärer Resonanzstrahlung Magnetfelder bis zu 7900 Gauss anlegen, um 100 Proz. Polarisation zu erhalten.) — Es ist daher sehr wohl möglich, daß der erwartete Einfluß erst bei höheren elektrischen Feldstärken feststellbar ist. Die Anwendung sehr hoher Felder

1) Vgl. V. v. Keussler, *Ann. d. Phys.* 82. S. 812. 1927.

2) V. v. Keussler, *a. a. O.*

wäre aber in unserer Anordnung mit großen experimentellen Schwierigkeiten verbunden gewesen.

Unsere Messung des Polarisationsgrades der Resonanzstrahlung im elektrischen Feld gibt daher keinerlei Anhaltspunkte über das Verhalten der Hyperfeinstrukturkomponenten im Starkeffekt.

II. Gekreuzte magnetische und elektrische Felder

Die Wirkung der gekreuzten Felder auf die Resonanzstrahlung konnte in dieser Untersuchung nur ziemlich unvollständig durchgeführt werden.

Die Methode der Untersuchung und die experimentelle Anordnung ist in ihren wesentlichsten Zügen die gleiche wie im Falle der parallelen Felder, daher brauchen wir hier wohl nicht nochmals darauf einzugehen.

Im ganzen wurden zwei Versuchsreihen durchgeführt. Bei der ersten lag das magnetische Feld longitudinal zur Beobachtungsrichtung, während das elektrische Feld senkrecht zur Einstrahl- und Beobachtungsrichtung stand. Im zweiten Fall war das Magnetfeld parallel der Einstrahlrichtung orientiert, während das elektrische Feld die gleiche Richtung beibehielt wie vorhin.

Beide Versuchsreihen ergaben qualitativ den gleichen Effekt, der auch im Falle gekreuzter Felder darin bestand, daß die Starkeffektaufspaltung oberhalb einer gewissen Magnetfeldstärke nicht nachweisbar war. Tab. 5 enthält die Versuchsergebnisse einer Meßreihe, bei der das Magnetfeld in der Richtung der Bestrahlung lag, was also dem zweiten Fall der obigen Einteilung entspricht.

Tabelle 4

$\mathfrak{H}_{\text{(Gauss)}}$	$\Delta\lambda_{\text{mag.}}$	$\mathfrak{E}_{\text{(Volt/cm)}}$	$\Delta\lambda_{\text{elektr.}}$	J_R	ΔJ_R
0	0	140 000	$1 \cdot 10^{-3} \text{ \AA E}$	100	16
80	$3,6 \cdot 10^{-4} \text{ \AA E}$	140 000	unbekannt	100	3
160	$7,2 \cdot 10^{-4} \text{ „}$	140 000	„	100	fast 0
328	$1,5 \cdot 10^{-3} \text{ „}$	140 000	„	100	0

Zum Verständnis der Bezeichnungen verweisen wir auf Tab. 1 (S. 760).

Oberhalb 328 Gauss ist keine Änderung in der Absorbierbarkeit der Resonanzstrahlung festzustellen, wenn man vom alleinigen Vorhandensein des Magnetfeldes zum Fall der gekreuzten Felder übergeht. Man muß es also auch im Falle gekreuzter Felder mit einer Unwirksamkeit des elektrischen Feldes zu tun haben, falls das primär anliegende Magnetfeld eine größere Aufspaltung bewirkt als dieses.

Es ist sicherlich von Interesse, an dieser Stelle zu bemerken, daß W. Hanle¹⁾ das gleiche Resultat in bezug auf die Polarisation der Resonanzstrahlung erhielt. Man kann seine Ergebnisse so zusammenfassen, daß für die Polarisation immer dasjenige Feld maßgebend ist, welches die größere Aufspaltung der Linie hervorbringt.

Zusammenfassung der Resultate

1. Es wird eine Methode zum direkten Nachweis der elektrischen Aufspaltung der Quecksilberresonanzlinie 2536,7 Å angegeben.

2. Die Einwirkung des elektrischen Feldes auf die σ -Komponenten besteht in einer Rotverschiebung, die bei einer Feldstärke von 100 000 Volt/cm $5,4 \cdot 10^{-4}$ Å beträgt.

3. Für die π -Komponente wird ebenfalls eine Verschiebung gefunden und deren Größe zu $1,9 \cdot 10^{-4}$ Å in einem Felde von 140 000 Volt/cm ermittelt. Der Sinn der Verschiebung ist hierbei nicht vollkommen sichergestellt, dürfte aber nach Rot zu erfolgen.

4. Für die Abhängigkeit der Größe der Aufspaltung vom Feld ergibt sich als alleinige Möglichkeit eine Proportionalität mit dem Quadrate der elektrischen Feldstärke.

5. In parallelen und antiparallelen magnetischen und elektrischen Feldern wird keine einfache Überlagerung der beiden Feldwirkungen gefunden, sondern von einer gewissen magnetischen Feldstärke an kann die Starkeffektaufspaltung nicht mehr nachgewiesen werden.

6. Dieses Verhalten wird bei polarisierter Anregung der σ - und π -Komponenten einzeln nachgeprüft und bestätigt gefunden.

1) W. Hanle, a. a. O.

7. Der Polarisationsgrad für die Hg-Resonanzstrahlung wird im elektrischen Feld quantitativ gemessen. Derselbe wurde bei einer Feldstärke von 140000 Volt/cm und einem Hg-Dampfdruck im Resonanzgefäß von $4 \cdot 10^{-5}$ mm zu 0,82 gefunden. Schlüsse über das Verhalten der Hyperfeinstrukturkomponenten im elektrischen Feld konnten aus der Messung des Polarisationsgrades nicht erhalten werden.

8. In gekreuzter magnetischen und elektrischen Feldern ist von einer bestimmten magnetischen Feldstärke an die Starkeffektaufspaltung nicht nachweisbar.

Zum Schluß sei es mir gestattet, Hrn. Prof. Dr. Edgar Meyer für die vielen Anregungen und sein förderndes Interesse am Fortgange der Arbeit, sowie für die bereitwillige Überlassung der Institutsmittel meinen aufrichtigsten Dank auszusprechen. Zu großem Danke bin ich auch Hrn. Dr. M. Schein verpflichtet, der mich durch zahlreiche Anregungen, Ratschläge und Hilfe bei den Messungen unterstützt hat.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 25. Juli 1930.)

Lebenslauf.

Ich, Paul Brazdziunas, wurde geboren am 18. September 1897 in Zizmariskiai (Litauen) als Sohn des Landwirtes Paul Brazdziunas. Nach privater Vorbildung besuchte ich von 1907—1915 die Realschule in Panevezys, wo ich die Maturität erlangte. Von 1916—1919 war ich als Lehrer einer Volksschule in Birzai tätig. Von 1922 an war ich an der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Kaunas immatrikuliert, im Sommersemester 1925 sowie im Wintersemester 1926 bis Wintersemester 1928 an der Universität Zürich. Seit 1928 bin ich Assistent am physikalischen Institut der Universität Kaunas.
